MESSUNG DER ZEITABHÄNGIGKEIT DER STÖRUNG EINER GAMMA-GAMMA-WINKELKORRELATION DES Cd^{111} MIT GASFÖRMIGEN InJ_3-QUELLEN

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität Göttingen

vorgelegt von

Christoforos Adaktilos
aus Minden/Westf.

Göttingen 1974

MESSUNG DER ZEITABHÄNGIGKEIT DER STÖRUNG EINER GAMMA-GAMMA-WINKELKORRELATION DES Cd^{111} MIT GASFÖRMIGEN InJ_3-QUELLEN

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität Göttingen

vorgelegt von

Christoforos Adaktilos
aus Minden/Westf.

Göttingen 1974

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

D 7

Referent: Prof. Dr. A. Flammersfeld

Korreferent: Prof. Dr. G. von Minnigerode

Tag der mündlichen Prüfung: 2.5.74

INHALTSVERZEICHNIS

1. Einleitung 2

2. Meßanordnung 6
   2.1. Meßprinzip 6
   2.2. γ-Detektoren 9
   2.3. Koinzidenzelektronik 10

3. Herstellung der Präparate 13
   3.1. Bestrahlung der Cadmium-Folien 13
   3.2. Chemische Behandlung der Präparate 14
   3.3. Präparat 18

4. Messungen und Ergebnisse 20
   4.1. γ-Spektren 20
   4.2. Zeitdifferentielle Koinzidenzspektren 22
   4.3. Winkelkorrelationsfunktionen 27

5. Diskussion 30
   5.1. Die Abhängigkeit der Anisotropie von der Verzögerungszeit 30
   5.2. Die Abhängigkeit der Anisotropie von dem Gasdruck im Präparat 34

6. Zusammenfassung 39

7. Literaturverzeichnis 40

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41534922_0034

1. Einleitung

Bei Kernreaktionen und -zerfällen besteht zwischen den beteiligten Teilchen häufig eine Winkelkorrelation. Die γ-γ-Winkelkorrelation entsteht z.B. dadurch, daß nach Emission des ersten γ-Quants der Spin des Kernes bezüglich der Emissionsrichtung ausgerichtet ist, und somit die Wahrscheinlichkeit zur Emission des zweiten γ-Quants nicht mehr isotrop im Raum ist. Durch magnetische Felder und elektrische Feldgradienten, die während der Zeit t, in der sich der Kern im mittleren Zustand befindet, auf diesen wirken, kann die Ausrichtung und damit die Winkelkorreltion verändert werden. Die Winkelkorrelation kann somit von der Zeitdifferenz t zwischen der Emission der beiden γ-Quanten abhängen. Bei einer zeitdifferentiellen Messung wird die Abhängigkeit der Winkelkorrelation von der Zeitdifferenz t gemessen, bei einer zeitintegralen Messung der Winkelkorrelation wird über alle Zerfälle gemittelt.

Magnetische Felder oder elektrische Feldgradienten können als Folge einer Kernumwandlung entstehen, wenn die Kernumwandlung mit einer Ionisation der Atomhülle verbunden ist. Bei Elektroneneinfang oder Innerer Konversion erfolgt eine Ionisation in einer der inneren Schalen. Beim α- und β-Zerfall führt der "shake off"-Effekt zu Ionisation, überwiegend in einer der äußeren Schalen. Ein Elektronenloch in einer der inneren Schalen "wandert" in einer Zeit von etwa 10^{-14} sec nach außen.[1] Bei dieser "Wanderung" dominieren in inneren Schalen Strahlungsübergänge, in äußeren Schalen der Auger-Effekt. Die "Wanderung" des Loches kommt zum Stillstand, wenn aus energetischen Gründen eine weitere Aussendung von Auger-Elektronen unmöglich ist. Befindet sich die Hülle des so entstandenen Ions in einem angeregten Zustand, dann findet eine weitere Umordnung der Hülle durch optische Übergänge statt. Diese besitzen Halbwertszeiten von etwa 10^{-8} sec.

Durch die mehrfache Auger-Elektronen-Emission wird nun das Atom in einen hochionisierten Zustand versetzt. Bei dem hier untersuchten Zerfall des In^{111} durch EC in Cd^{111} haben Interpolationen von Meßwerten an anderen Kernen, die von M. Schumacher et al.[2] durchgeführt wurden, für die mittlere Ladung des Cadmiumions +6,7e ergeben. Im hochionisierten Atom ist die Winkelkorrelation bei der Aussendung von γ-Quanten gestört, da große magnetische und elektrische Felder auf den Kern wirken und somit eine große Hyperfeinwechselwirkung zwischen Hülle und Kern entsteht.

Die meisten bisherigen Untersuchungen bezogen sich auf Atome im festen oder flüssigen Zustand. Dort werden wegen der Nachbarschaft frei beweglicher Elektronen des Valenz- und Leitungsbandes jedoch die Ionen innerhalb sehr kurzer Zeit, ca. 10^{-12} sec, in den atomaren Grundzustand überführt, so daß keine Störung als Folge der Ionisation (after effects) beobachtet wurden. Nur in Isolatoren ist diese Zeit länger, so daß in bestimmten Fällen after effects beobachtet wurden. Eine Übersicht solcher Messungen ist bei H. Frauenfelder und R.M. Steffen[3] zu finden.

Für die Untersuchung der after effects sind die Verhältnisse bei Zerfällen von freien, gasförmigen Atomen günstiger, da dort keine freien Elektronen zur Verfügung stehen. Einige Autoren untersuchten die Störung von α-γ-Winkelkorrelationen im Vakuum[4] und Störungen der γ-Winkelkorrelation nach Coulombanregung und Rückstoß in das Vakuum[5,6]. F.N. Gygax et al.[7,8] und H.J. Leisi[9] sowie I. Borchert et al.[10] haben die Störung der γ-γ-Winkelkorrelation beim Zerfall der gasförmigen Atome des Xe^{125} und Xe^{127} bzw. Se^{75} gemessen. Sie konnten das Verhalten der Störung in Abhängigkeit vom Gasdruck mit einem einfachen Modell, das die Zusammenstöße zwischen den Atomen berücksichtigt, erklären. In beiden Fällen wurden die zeitintegralen Winkelkorrelationsfunktionen gemessen.

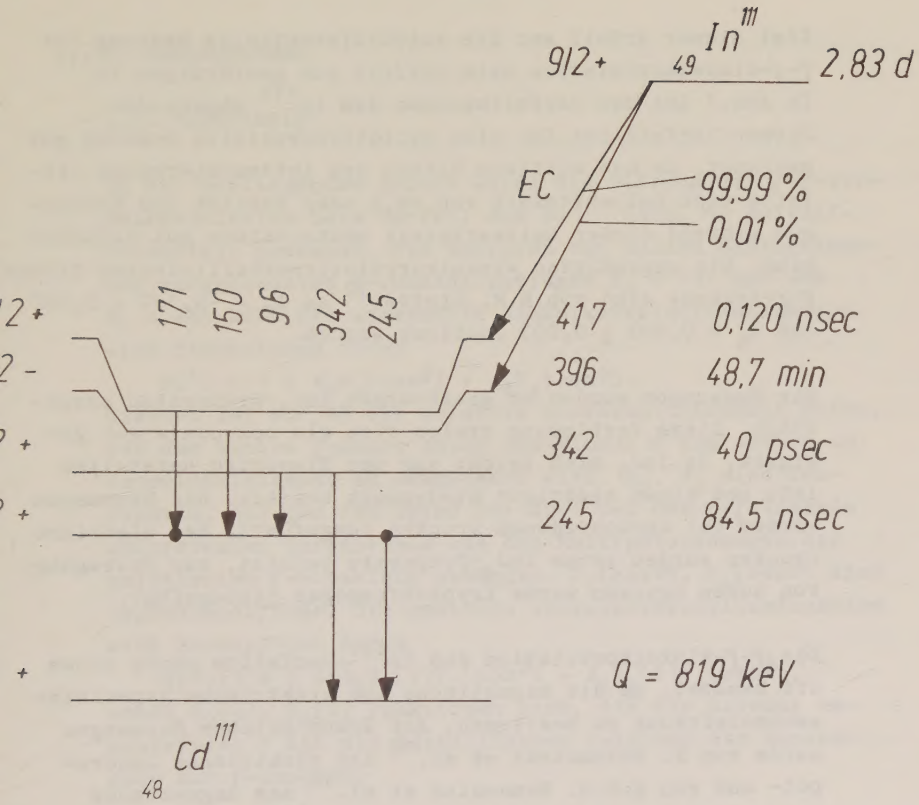

Abb.1: Zerfallsschema des In^{111} nach Nuclear Data[11]

Die angegebenen Daten
für In^{111}-Zerfallszweige: Häufigkeit bei 100 In^{111}-Zerfällen.
für Cd^{111}-Zustände (von links nach rechts): Spin, Parität,
Anregungsenergie in keV und Halbwertszeit.
für γ-Übergänge: Energie in keV
Die gefüllten Kreise geben die Übergänge an, zwischen denen hier die Winkelkorrelation gemessen wurde.

Ziel dieser Arbeit war die zeitdifferentielle Messung der γ-γ-Winkelkorrelation beim Zerfall von gasförmigem In^{111}. In Abb.1 ist das Zerfallsschema des In^{111} abgebildet. Dieser Zerfall ist für eine zeitdifferentielle Messung gut geeignet, da das mittlere Niveau des interessierenden Zerfalls eine Halbwertszeit von 84,5 nsec besitzt und Störungen während dieser Halbwertszeit meßtechnisch gut erfaßbar sind. Die ungestörten Winkelkorrelationskoeffizienten dieser γ-γ-Kaskade sind von R.M. Steffen[12] zu $A_2 = -0,180 \pm 0,002$ und $A_4 = 0,002 \pm 0,003$ bestimmt worden.

Die Messungen wurden an gasförmigen InJ_3-Präparaten ausgeführt. Diese Verbindung erwies sich als besonders gut geeignet, da InJ_3 sich leicht aus den Elementen herstellen läßt und einen niedrigen Siedepunkt besitzt. Die Messungen wurden bei verschiedenen Drucken ausgeführt. Bei niedrigen Drucken wurden reine InJ_3-Präparate benutzt, zur Erzeugung von hohen Drucken wurde Kryptonfremdgas hinzugefügt.

Die γ-γ-Winkelkorrelation des In^{111}-Zerfalles wurde schon oft benutzt, um die magnetische und elektrische Hyperfeinwechselwirkung zu bestimmen. Auf Grund solcher Messungen wurde von E. Bodenstedt et al.[13] das elektrische Quadrupol- und von E.C.O. Bonacalza et al.[14] das magnetische Dipolmoment des 245 keV-Niveaus des Cd^{111} zu $(0,44 \pm 0,07) \times 10^{-24}$ cm^2 bzw. $(-0,317 \pm 0,003)$ $\mu_K I$ bestimmt.

2. Meßanordnung

2.1. Meßprinzip

In der vorliegenden Arbeit wurde die Störung der γ-γ-Winkelkorrelation beim Zerfall des In^{111} (Abb. 1) zeitdifferentiell gemessen. Die Energien der beiden hintereinander ausgesendeten γ-Quanten betrugen E_1 = 171 keV und E_2 = 245 keV. Die ungestörte Winkelkorrelationsfunktion wird beschrieben durch

$$W(\vartheta) = 1 + A_2P_2(\cos\vartheta) + A_4P_4(\cos\vartheta).$$

Hierbei ist $W(\vartheta)d\Omega$ die relative Wahrscheinlichkeit dafür, daß das zweite γ-Quant unter dem Winkel ϑ zum ersten im Raumwinkelelement $d\Omega$ ausgesandt wird. A_2, A_4 sind Konstanten, die von den Spins der drei bei der γ-γ-Kaskade auftretenden Kernniveaus und den Multipolordnungen der emittierten γ-Strahlung abhängen. $P_2(\cos\vartheta)$, $P_4(\cos\vartheta)$ sind Legendrepolynome. Die gestörte Winkelkorrelationsfunktion wird beschrieben durch

$$W(\vartheta,t) = 1 + A_2G_2(t)P_2(\cos\vartheta) + A_4G_4(t)P_4(\cos\vartheta),$$

wobei $G_2(t)$, $G_4(t)$ Funktionen sind, die die Störung beschreiben; t ist die Zeitdifferenz zwischen der Aussendung der γ-Quanten.

Die eigentliche Messung ging nun so vor sich: Während der Zeit T_1 wurde die Anzahl der Koinzidenzimpulse $C^T1(\vartheta,t)$ gemessen, daran anschließend während der Zeit T_2 die Anzahl $N_2^T2(\vartheta)$ der im Zähler 2 nachgewiesenen γ-Quanten. Danach wurde ein neuer Winkel ϑ eingestellt, die Anzahl der Koinzidenzimpulse $C^T1(\vartheta,t)$ in der Zeit T_1 und dann wieder die Anzahl $N_2^T2(\vartheta)$ der im Zähler 2 nachgewiesenen γ-Quanten bestimmt. Diese Messungen wurden bei jedem eingestellten Winkel ϑ ausgeführt.

Für die Anzahl der in der Zeit T gemessenen Koinzidenzimpulse $C^T(\vartheta,t)$ gilt nach H. Frauenfelder und R.M. Steffen[3] die Beziehung:

$$C^T(\vartheta,t) = M^Tp_1p_2\varepsilon_1\Omega_1\varepsilon_2\Omega_2K(\vartheta,t).$$

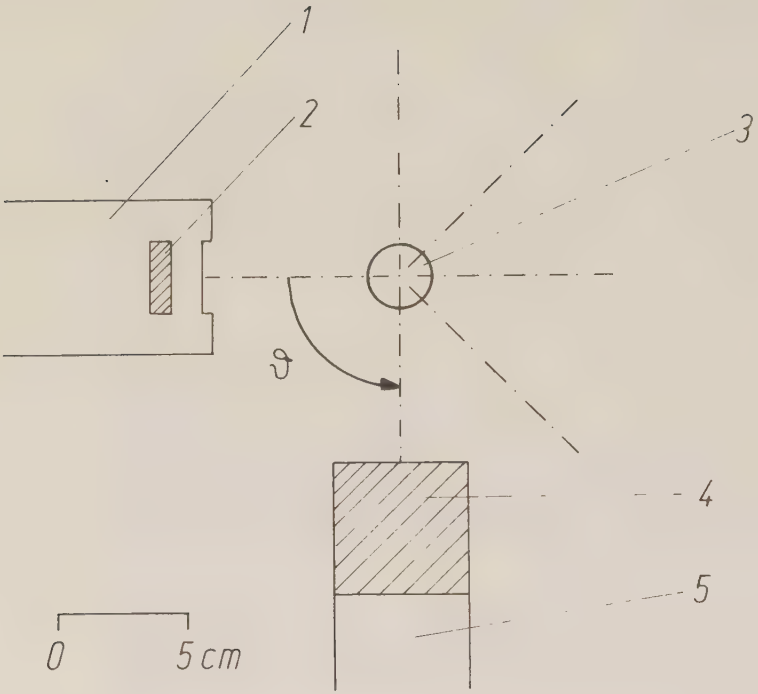

Abb. 2: Schematische Darstellung der Meßapparatur
1. Vakuumkammer
2. Ge(Li)-Halbleiterzähler, raumfest
3. Präparat
4. NaJ(Tl)-Szintillationskristall
5. Photomultiplier

Die strichpunktierte Linien markieren alle bei den Messungen eingestellten Lagen des Zählers 4 und 5.

Für die Anzahl der im Zähler i im Zeitintervall T nachgewiesenen γ-Quanten $N_i^T(\vartheta)$ gilt:

$$N_i^T(\vartheta) = M^T p_i \varepsilon_i \Omega_i .$$

Hierbei ist M^T die Anzahl der Zerfälle im Präparat in der Zeit T, Ω_i der Raumwinkel, unter dem der Zähler i vom Präparat aus erscheint, p_i die Häufigkeit pro Zerfall, mit der die im Zähler i nachgewiesenen γ-Quanten emittiert werden. ε_i ist die Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählers i, ε die Ansprechwahrscheinlichkeit der Koinzidenzapparatur und $K(\vartheta,t)$ die gemessene zeitdifferentielle Winkelkorrelationsfunktion. Wird $C^T(\vartheta,t)$ immer über das gleiche Zeitintervall T_1 und $N_2^T(\vartheta)$ über das Zeitintervall T_2 und in konstanten Zeitabständen gemessen, so folgt:

$$K(\vartheta,t) = C^T1(\vartheta,t)M^T2 \;/\; N_2^T2(\vartheta)M^T1\,\varepsilon\varepsilon_1\Omega_1 p_1 .$$

Da der zeitliche Abfall des Präparates exponentiell erfolgt, ist $M^T2 \;/\; M^T1 = k$ konstant. Das gleiche gilt für $\varepsilon\varepsilon_1\Omega_1 p_1$, da der erste Zähler raumfest ist. $K(\vartheta,t)$ ist somit unabhängig vom Raumwinkel Ω_i und dem Zerfall des Präparates. Für die wahre zeitdifferentielle Winkelkorrelationsfunktion $W(\vartheta,t)$ folgt dann:

$$W(\vartheta,t) = K_o K(\vartheta,t).$$

Hierbei ist K_o eine aus den Meßwerten zu bestimmende Normierungskonstante.

Da die hier untersuchte Winkelkorrelationsfunktion bei den Winkeln $\vartheta = 90^\circ$ und $\vartheta = 180^\circ$ Extremwerte besitzt, ist es vorteilhaft, bei den Winkeln $\vartheta = 90^\circ$, 180°, 135° zu messen. Unter der Annahme, daß $G_2(t)$ und $G_4(t)$ unabhängig vom Winkel sind, kann man dann $A_2G_2(t)$ und $A_4G_4(t)$ bestimmen.

In Abb. 2 ist die hier verwendete Meßapparatur schematisch dargestellt. Die eingezeichneten γ-Detektoren werden in 2.2 beschrieben. Die Lage der Detektoren, die bei den Messungen eingestellt wurden, sind eingezeichnet. Es wurden die Winkel $\vartheta = 90^\circ$, 135°, 180°, 225°, 270° eingestellt, um Fehler zu vermeiden, die durch eine eventuelle Asymmetrie der Meßapparatur zustande kommen könnten.

2.2. γ-Detektoren

Zum Nachweis der γ-Strahlung und zur Messung der γ-γ-Koinzidenzen wurden ein Ge(Li)-Halbleiterzähler und ein NaJ(Tl)-Szintillationszähler benutzt. Nacheinander wurden zwei verschiedene Ge(Li)-Halbleiterzähler I und II benutzt, da Zähler I nach der Hälfte der Arbeit ausfiel. Beide befanden sich in Kryostaten und wurden mit flüssigem Stickstoff gekühlt. In Tabelle 1 sind einige Daten dieser Ge(Li)-Halbleiterzähler zusammengestellt.

Tabelle 1: Daten der Halbleiterzähler

Nr	Typ	Jahr der Herstellung	Aktives Volumen	Linienhalbwertsbreite ΔE bei E
I	Ge(Li)-Planar	1967[o]	7mmx8,5cm^2	9 keV 1332 keV
II	Ge(Li)-Axial	1969[o]	41 cm^3	5 keV 1332 keV

An beide Halbleiterzähler war ein ladungsempfindlicher Vorverstärker[oo] gekoppelt, über den die Impulse zum Hauptverstärker[ooo] gelangen.

Der NaJ(Tl)-Szintillationszähler[x] war ein 5,1cm x 5,1 cm Ø NaJ(Tl)-Kristall integralline mit Photomultiplier[xx]. Über einen Emitterfolger gelangen die Impulse zum Hauptverstärker. Anschließend wurden sie entweder direkt auf einen Vielkanalanalysator gegeben, oder sie wurden durch die Koinzidenzelektronik weiter verarbeitet.

---

[o] Nucletron, München

[oo] Modell TC 130, Tennelec, Oak Ridge, Tenn., USA

[ooo] Modell TC 200, Tennelec, Oak Ridge, Tenn., USA

[x] Kristall der Firma Harshaw

[xx] Typ RCA 6342 A

2.3. Koinzidenzelektronik

Die γ-γ-Koinzidenzmessungen wurden mit Hilfe der in 2.2. beschriebenen γ-Detektoren durchgeführt. Dabei wurde der Ge(Li)-Halbleiterzähler raumfest gehalten. Der NaJ(Tl)-Szintillationszähler konnte um eine senkrecht zur Zählerebene stehende Achse gedreht werden. Um eine Änderung der Photomultiplierverstärkung durch die Veränderung der Lage im Raum auszuschalten, wurde dieser mit einem μ-Metallzylinder gegen Einflüsse äußerer Magnetfelder abgeschirmt. Eine Abschirmung gegen gestreute γ-Quanten wurde nicht aufgestellt, da für die Koinzidenzmessungen nur die Photolinie benutzt wurde und somit eine Fehlmessung nicht möglich war.

In Abb. 3 ist das Blockschaltbild der Koinzidenzelektronik wiedergegeben. Sie ist bezüglich der Zähler weitgehend symmetrisch aufgebaut.

Die Zählerimpulse werden nach Passieren der Vorverstärker verzweigt. In den Zweigen, die den Zeitpunkt der Impulse feststellen (Abb. 3, Zweige B,C), werden die Impulse jeweils auf einen Verstärker[x] gegeben, der sie zusätzlich integriert und differenziert. Von dort aus gelangen sie auf einen constant fraction-Diskriminator[xx], der einen zeitlich genauen, normierten Ausgangsimpuls abgibt. Dieser Impuls dient, je nach seiner Herkunft vom Ge(Li)- oder NaJ(Tl)-Zähler, als Start- bzw. Stopsignal für den Zeitimpulshöhenwandler[xxx]. Der Zeitimpulshöhenwandler wandelte die Zeitdifferenz zwischen den beiden Diskriminatorimpulsen in eine ihr proportionale Impulshöhe um.

Die beiden anderen Zweige (Abb. 3, Zweige A,D) dienten zur Energiediskriminierung. Über einen Verstärker gelangen

---

x Modell 454, ORTEC, Oak Ridge, Tenn., USA

xx Modell 453, ORTEC, Oak Ridge, Tenn., USA

xxx Modell 437A, ORTEC, Oak Ridge, Tenn., USA

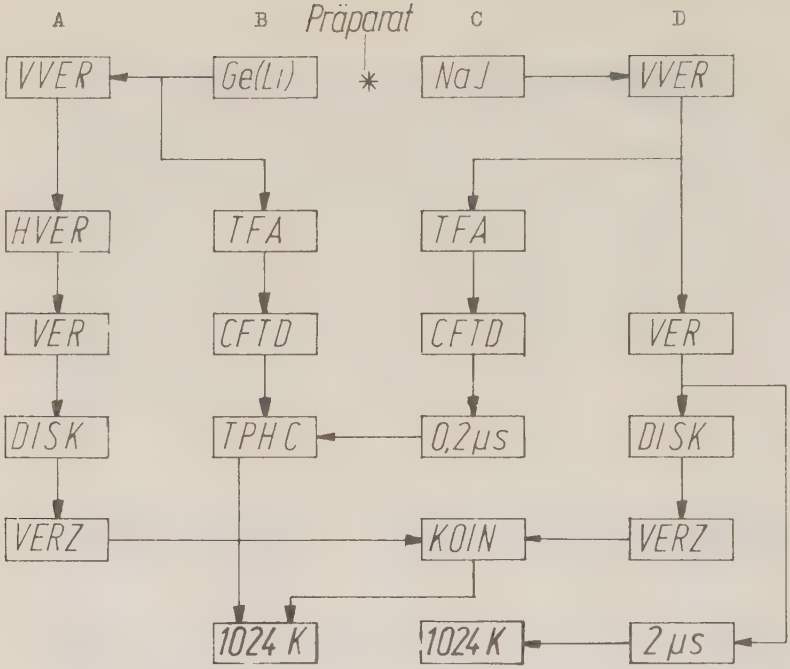

Abb. 3: Blockschaltbild der Elektronik

Ge(Li)	Ge(Li)-Halbleiterzähler
NaJ	NaJ(Tl)-Szintillationszähler
V/HVER	Vor- / Hauptverstärker
VER	Verstärker
DISK	Diskriminator
VERZ	Verzögerung
KOIN	Koinzidenzstufe
TFA	Timing Filter Verstärker
CFTD	CFT-Diskriminator
TPHC	Zeitimpulshöhenwandler
0,2 µs, 2 µs	Verzögerung
1024 K	1024-Kanalanalysator

die Impulse auf einen Einkanaldiskriminator, der ein bestimmtes Energie-Intervall ausblendet. Über eine Verzögerung gelangen die Normimpulse auf eine Koinzidenzstufe, die nur dann einen Ausgangsimpuls erzeugt, wenn die Eingangsimpulse in einem Zeitintervall von 0,8 µsec aufeinander folgen.

Die Impulse des Zeitimpulshöhenwandlers werden gleichzeitig mit den Impulsen der Koinzidenzstufe auf zwei verschiedene Eingänge eines 1024-Kanalanalysators gegeben. Der 1024-Kanalanalysator[x] registriert nun nur dann einen Zeitimpulshöhenwandlerimpuls, wenn vor diesem ein Koinzidenzimpuls angekommen ist. Die 1024 Kanäle entsprachen einer Zeitdifferenz von 800 nsec.

Zur Messung der γ-Spektren wurden die verstärkten Impulse direkt auf eine 1024-Kanalanalysator gegeben und dort bezüglich ihrer Impulshöhe analysiert. Die Daten des 1024-Kanalanalysators wurden nach Beendigung einer Messung auf Lochstreifen gestanzt.

---

[x] Technical Measurement Corporation, North Haven, Conn., USA

3. Herstellung der Präparate

3.1. Bestrahlung der Cd-Folien

Das In^{111}-Präparat wurde am Göttinger Synchrozyklotron durch Beschuß metallischer Folien aus natürlichem Cadmium mit Deuteronen der Energie 25 MeV hergestellt. In^{111} kann dabei durch die Reaktion $Cd^{110}(d,n)In^{111}$ und $Cd^{111}(d,2n)In^{111}$ entstehen.

Im natürlichen Isotopengemisch des Cadmium kommen acht Isotope mit Massenzahlen zwischen 106 und 116 vor. Der Anteil der Cd^{110}- und Cd^{111}-Isotope beträgt dabei 12,4% bzw. 12,8%[14]. In der vorliegenden Arbeit wurden Folien mit einer Länge von 10 mm, einer Breite von 2 mm und einer Dicke zwischen 0,03 und 0,12 mm bestrahlt. Die Bestrahlung der Folien wurde im internen Strahl des Synchrozyklotrons durchgeführt, um genügend Aktivität zu bekommen. Der Deuteronenstrom betrug $(5,0 \pm 0,5)$ µA, die Bestrahlungszeit lag je nach Präparat zwischen 15 und 30 min. Die verpackten Folien wurden zwischen zwei wassergekühlte Kupferbacken geklemmt, und in die Beschleunigungskammer eingeschleust. Die Folien wurden mit einer Wolfram-Folie beidseitig verpackt. Diese war wiederum mit einer Kupfer-Folie umgeben. Dies geschah, da sich Cadmium mit Kupfer während der Bestrahlung legierte. Die Masse der Cadmium-Folien betrug zwischen 5 und 20 mg.

Um die bei der Bestrahlung entstehenden kurzlebigen Aktivitäten nicht mitzumessen, wurde mit den Messungen erst 20 Stunden nach Bestrahlungsende begonnen.

3.2. Chemische Behandlung der Präparate

Für die Messungen der Winkelkorrelationsfunktion wurden reine $In^{111}J_3$-Präparate benötigt. Die bei der Bestrahlung der Cadmium-Folien entstandenen Präparate enthielten jedoch große Beimischungen von fremden Aktivitäten, die sich störend auf die Messungen bemerkbar machten. Deswegen wurde eine chemische Trennung des Indiums vom Cadmium vorgenommen. Gleichzeitig wurde das Indium in InJ_3 überführt. Ausserdem wurden durch die chemische Behandlung die spezifischen Aktivitäten der Präparate bis zum 100-fachen erhöht. Dies war für die Messungen bei niedrigen Drucken erforderlich.

In Abb. 4 ist die für die chemische Behandlung der Präparate benutzte Apparatur abgebildet. Die Teile g und f wurden nur zur Herstellung von Präparaten mit Kryptonfremdgas benutzt.

Die Cadmium-Folien wurden 20 h nach Bestrahlungsende in eine Pyrex-Apparatur (Abb. 4, Teil b) eingebracht. Als Träger für die Indium-Aktivität wurden ungefähr 0,2 mg Indium in Form einer dünnen Folie zugegeben, und zur Herstellung der Jodide elementares Jod in 1,2fach stöchiometrischem Überschuß. Die Pyrex-Apparatur wurde anschliessend auf einen Druck von 10^{-3} Torr evakuiert, wobei das J_2 mit flüssigem Stickstoff auf eine Temperatur von 78 K abgekühlt wurde. Cadmium und Indium wurden dann durch Erhitzen in CdJ_2 und InJ_3 überführt.

Durch wiederholtes Verdampfen und Kondensieren der entstandenen Jodide wurde eine gute Vermischung des Indium-Trägers und der Indium-Aktivität erreicht. Nach dem Abkühlen der Apparatur auf Zimmertemperatur wurde der Teil, in dem sich InJ_3 und CdJ_2 befand (Abb. 4, Teil b), in einen Ofen gebracht, der auf eine Temperatur von (230 ± 5) °C erhitzt worden war. Der übrige Teil wurde auf Zimmertemperatur gehalten. Da das InJ_3 leichter flüchtig ist als

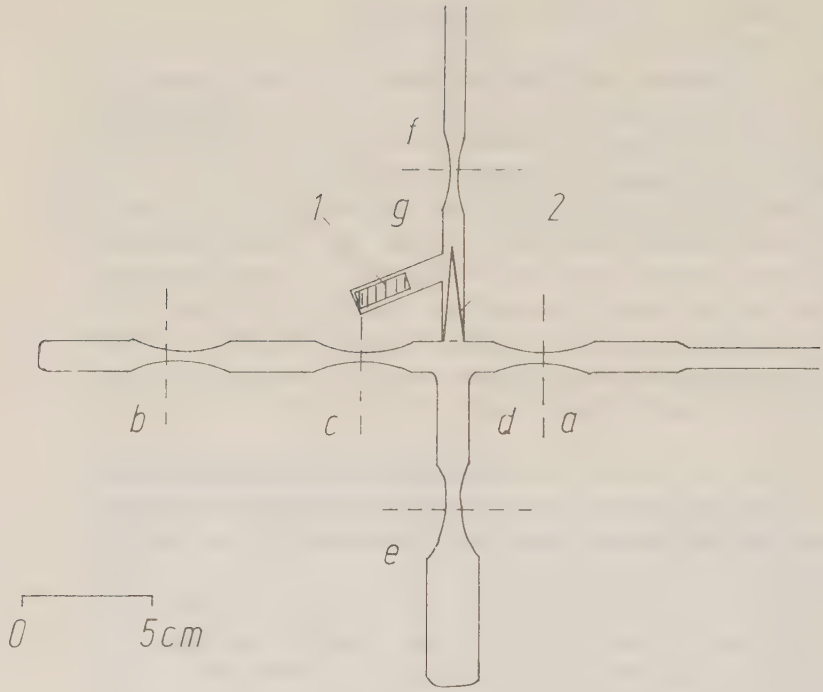

Abb. 4: Pyrexapparatur zur Herstellung von reinem InJ_3
a bis g Apparaturteile, die stückweise abgeschmolzen wurden
e Endampulle
1. Pyrexzylinder zum Zerschlagen der Kapillare 2
2. Kapillare

InJ und CdJ_2, setzte es sich schon nach 10 min zu ca. 50% an den kälteren Wänden der Apparatur nieder. Nach dieser Zeit wurde die Apparatur aus dem Ofen genommen und erneut auf Zimmertemperatur abgekühlt. Anschließend wurde der Teil, der im Ofen erhitzt worden war, mit flüssigem Stickstoff gekühlt, so daß sich das überschüssige J_2 dort absetzen konnte, und abgeschmolzen (Abb 4, Teil b). Der nun

übriggebliebene Teil der Apparatur wurde mit dem Bunsenbrenner so erhitzt, daß sich der größte Teil der noch verbliebenen Jodide in einem vorher bestimmten Teil der Apparatur absetzen konnte (Abb. 4, Teil c). Dieser Teil wurde im Ofen wiederum auf 230 °C 10 min lang erhitzt, anschliessend das restliche freie J_2 mit flüssigem Stickstoff ausgefroren und abgeschmolzen.

Schließlich wurde ein Teil des InJ_3 in die Endampulle e destilliert, der für die Messungen genügend Aktivität besaß. Zur Abschätzung der richtigen Menge diente eine Messung der Aktivität mit einem γ-Ratemeter. Danach wurde die Endampulle abgeschmolzen. Das Volumen der Endampulle war je nach Herstellung zwischen V = 9 cm^3 und V = 11 cm^3. Es konnte mit einem relativen Fehler von $\Delta V/V = 5\%$ bestimmt werden.

Messungen der γ-Spektren ergaben, daß mit dieser chemischen Präparation 99% reines Indium in Form von InJ_3 oder eventuell InJ abgetrennt wurde. Durch den hohen Überschuß von J_2 und durch die zweimalige Destillation von InJ_3 wurde versucht, so wenig wie möglich InJ in die Endampulle zu bekommen.

Bei den Präparaten mit Kryptonfremdgas wurden die in Abb. 4 und 5 gezeigten Apparaturen benutzt. Vor der oben beschriebenen chemischen Behandlung wurde das Krypton in die Apparatur (Abb. 4) gefüllt. Dazu wurden beide Pyrex-Apparaturen durch die Vakuumdichtung (Abb. 5, Teil 1) verbunden. Danach wurden ein Manometer, ein Trockenrohr und die Krypton-Flasche an die Apparatur angeschlossen (Abb. 5, Öffnung 6). Die gesamte Apparatur wurde nun auf einen Druck von 10^{-3} Torr evakuiert. Danach wurden alle Hähne außer dem Verbindungshahn zur Krypton-Flasche geschlossen und Krypton eingefüllt. Das Volumen des Auffanggefäßes betrug V = (55,8 $\pm$ 1,1) cm^3 (Abb. 5, Teil 5). Bei Erreichen des gewünschten Druckes wurde der Verbindungshahn zur Krypton-Flasche geschlossen und der Verbindungshahn zur

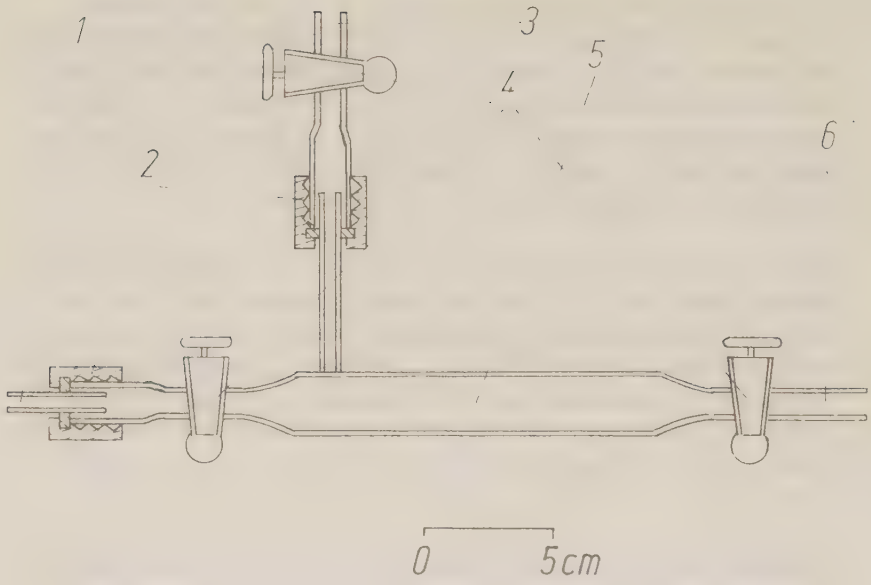

Abb. 5: Pyrexapparatur zum Einfüllen von Kryptonfremdgas in die Präparatkapsel
1. Endstück der Apparatur von Abb. 4 (Teil f)
2. Sovirel-Vakuumdichtungen
3. Anschluß an Vakuumdiffusionspumpe
4. Vakuumhähne
5. Auffanggefäß für Krypton
6. Zuleitung zur Krypton-Flasche mit Manometer und Trocknungsfilter

Hauptapparatur geöffnet. Das Krypton wurde in dieser mit Hilfe von flüssigem Stickstoff eingefroren (Abb. 4, Teil g) und abgeschmolzen (Abb. 4, Teil f).

Nun wurde die bereits beschriebene chemische Behandlung durchgeführt. Vor dem Abschmelzen der Endampulle wurde mit dem Pyrex-Zylinder die Kapillare zerschlagen (Abb. 4, Teil 1 und 2). Das Krypton wurde mit flüssigem Stickstoff in der Endampulle ausgefroren, und danach wurde diese abgeschmolzen.

3.3. Präparat

Zur Messung der Winkelkorrelationsfunktion wurde das InJ_3-Präparat in einem gasförmigen Zustand benötigt. Dazu wurde das Präparat in der Pyrex-Ampulle erhitzt. Aus Sicherheitsgründen befand sich dabei die Pyrex-Ampulle in einer Stahlkapsel. In Abb. 6 ist eine Darstellung der Versuchsanordnung wiedergegeben. Ein mit Heizdrähten umwickeltes zylindrisches Quarzrohr diente als Ofen. Dieses Quarzrohr war über einen Schliff mit einem Kopf aus Pyrex verbunden. Dieser Kopf enthielt ein Ansatzrohr mit Hahn für die Evakuierung des Quarzrohres, zwei Wolframstäbe als Durchführung für das Thermoelement und einen weiteren Wolframstab als Halterung für die Stahlkapsel. Die Heizdrähte waren in einem Abstand von 16 cm vom Schliff angebracht, um zu verhindern, daß dieser zu hoch erhitzt wurde und dadurch das Dichtungsfett ins Schmelzen geriet. Das Quarzrohr war an einem Gestänge befestigt, das in der Höhe kontinuierlich verstellbar war.

Vor Beginn jeder Messung wurde geprüft, ob die Quelle sich vollständig in der Gasphase befand. Gleichzeitig wurde ihr genauer Ort im Ofen bestimmt. Dazu wurde der Ge(Li)-Halbleiterzähler bis auf einen Spalt von 1 mm Breite mit Wolframplatten abgeschirmt und die Intensität der γ-Strahlung in Abhängigkeit von der Höhe des Ofens gemessen. Ergab sich eine gleichförmige Verteilung der In^{111}-Aktivität über die gesamte Pyrex-Ampulle, dann konnte auf Gasförmigkeit des InJ_3 geschlossen werden, da Messungen mit festem InJ_3 stets eine nahezu punktförmige Verteilung ergaben. Die gasförmige Phase wurde bei Temperaturen $T \leq 320\ ^{\circ}C$ erreicht. Der Dampfdruck des InJ_3 war bei diesen Temperaturen so groß, daß das gesamte InJ_3, dessen Masse ca. 0,20 mg betrug, gasförmig war. Während der Koinzidenzmessungen wurde der Ofen auf $320\ ^{\circ}C$ erhitzt. Er wurde so eingestellt, daß sich der Schwerpunkt des Präparates in Höhe der Zählerachsen befand. Aus der Masse des Präparates und dem Volumen der Endampulle konnte die Dichte des Präparates im gasförmigen Zustand bestimmt werden und somit auch der Druck.

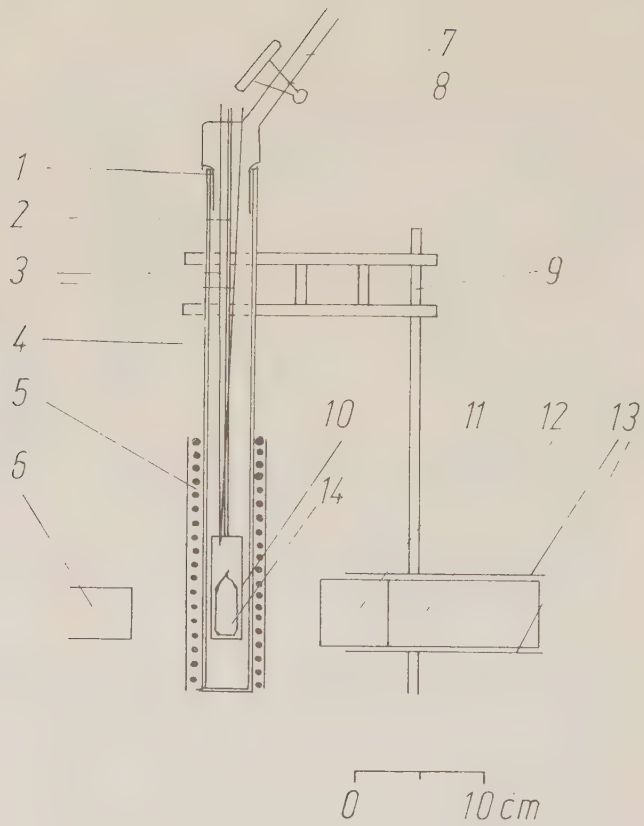

Abb. 6: Seitenansicht des Präparates und der Meßapparatur

1. Pyrex-Quarz-Schliff
2. Präparathalter
3. Thermoelement
4. Quarzrohr
5. Heizdrähtemit Schutzhülle
6. Ge(Li)-Halbleiterzähler
7. Pyrex-Vakuum-Anschluß
8. Hahn
9. Ofenhalterung, in der Höhe verstellbar
10. Stahlkapsel
11. Beweglicher NaJ(Tl)-Szintillationskristall
12. Photomultiplier
13. μ-Metallabschirmung
14. Pyrex-Präparatkapsel

4. Messungen und Ergebnisse

4.1. γ-Spektren

γ-Spektren der bestrahlten Präparate wurden jeweils vor und nach der chemischen Behandlung mit den in 2.2. beschriebenen Ge(Li)-Halbleiter-Detektoren aufgenommen und auf ihre Änderung durch die chemische Behandlung untersucht. Um nicht die störenden kurzlebigen Aktivitäten, die bei der Bestrahlung erzeugt wurden, mitzumessen, wurden die ersten γ-Spektren erst 20 h nach Bestrahlungsende aufgenommen. Aus dem Verhältnis der Intensitäten von γ-Strahlen, die vom Zerfall von Cadmium-Isotopen herrührten, konnte auf die Güte der chemischen Trennung geschlossen werden. Für die späteren Koinzidenzmessungen wurden nur Präparate verwendet, bei denen die vor der chemischen Behandlung vorhandenen γ-Linien von Cadmiumisotopenzerfällen auf 1% ihrer Intensität abgesunken waren, damit Störungen der Winkelkorrelation durch fremde γ-Strahlen vermieden werden konnten.

Aus dem Verhältnis der Intensität der γ-Strahlen vor und nach der chemischen Behandlung konnte unter der Annahme, daß sich der Indium-Träger und die Indium-Aktivität vollständig durchmischt hatten, die Masse der Indium-Präparate bestimmt werden.

In Abb. 7 ist ein Ausschnitt aus dem γ-Spektrum nach der chemischen Behandlung wiedergegeben. Es wurde mit dem Ge(Li)-Halbleiterzähler II aufgenommen. Die zur Identifizierung benutzten γ-Energien und relativen Intensitäten stammen aus den von C.M. Lederer, J.M. Hollander und I. Perlman[15] zusammengestellten Daten radioaktiver Isotope.

Vor jedem Koinzidenzspektrum wurde mit dem beweglichen NaJ(Tl)-Szintillationszähler ein γ-Spektrum aufgenommen. In Abb. 8 ist solch ein Spektrum abgebildet. Mit Hilfe

Abb. 7

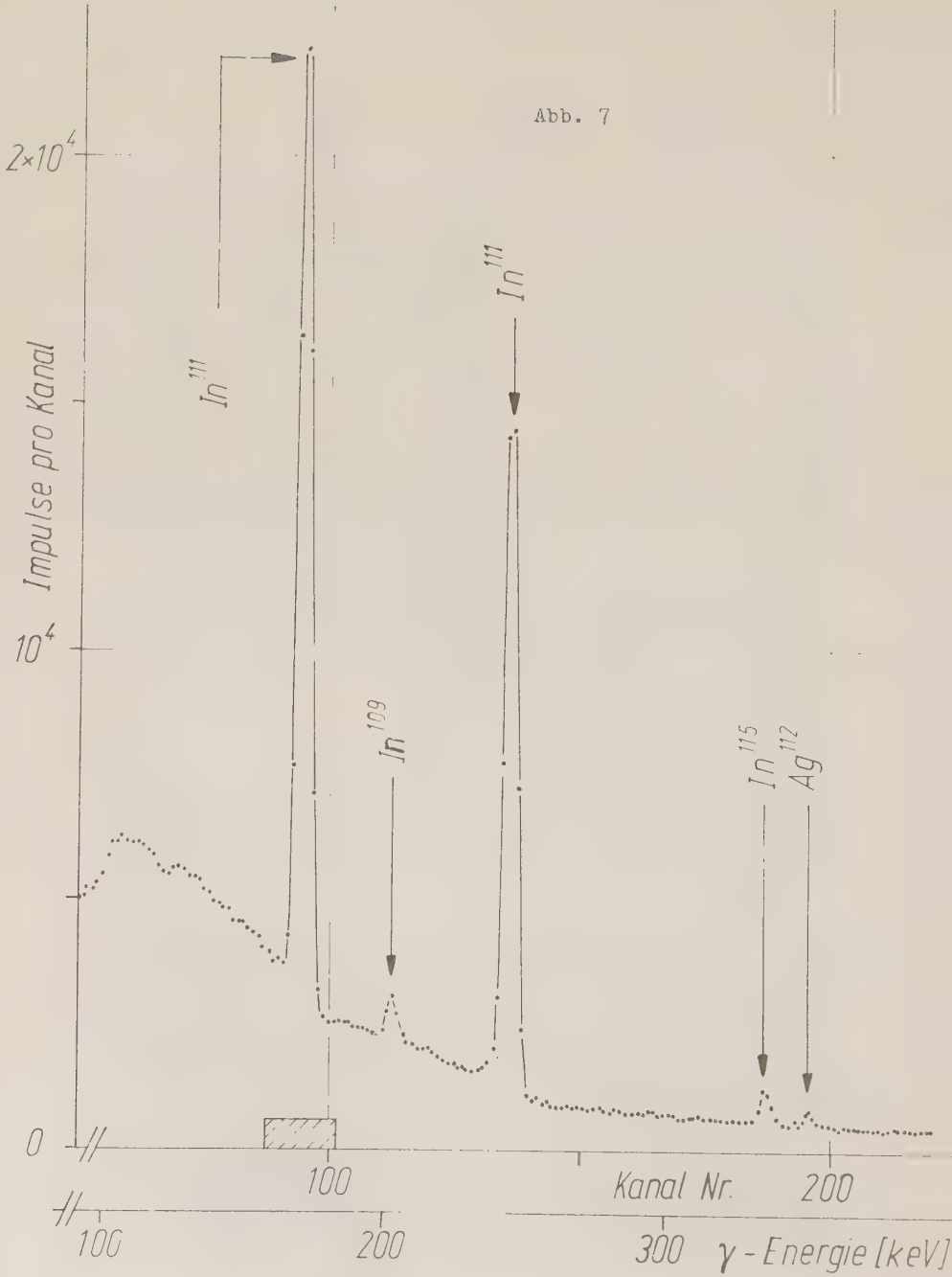
2×10^4
10^4
0
Impulse pro Kanal
In^111
In^111
In^109
In^115
Ag^112
100
200
Kanal Nr.
100
200
300
γ - Energie [keV]

Abb. 7: (Seite 21) γ-Spektrum des In^{111}-Präparates, aufgenommen mit dem Ge(Li)-Halbleiterzähler, für den Energiebereich $100 \leq E \leq 400$ keV
Der schraffiert eingezeichnete Bereich gibt das Energie-Intervall an, das bei den Koinzidenzmessungen ausgeblendet wurde.

einer Bestimmung der Fläche unterhalb der 245 keV γ-Linie wurde, wie in 2.1. erläutert ist, der zeitliche Abfall der Präparatstärke und eine eventuelle Änderung des Abstandes zwischen Zähler und Präparat korrigiert.

4.2. Zeitdifferentielle Koinzidenzspektren

Um die Winkelkorrelationsfunktion der beiden beim Zerfall des In^{111} hauptsächlich auftretenden γ-Linien zu messen, mußten γ-γ-Koinzidenzen gemessen werden. Mit den Koinzidenzmessungen wurde 16 h nach Beendigung der chemischen Behandlung begonnen. In dieser Zeit waren die In^{109}- und In^{115}-Aktivitäten - die Halbwertszeiten betrugen $\tau_1 = 4{,}3$ h, $\tau_2 = 4{,}5$ h - weitgehend abgeklungen, und in den γ-Spektren waren hauptsächlich die starken γ-Linien des In^{111} zu sehen. Das Präparat wurde in einen Abstand von 7,5 cm vor die Zähler gebracht und erhitzt. Mit der in 3.3. beschriebenen Methode wurde festgestellt, daß das Präparat gasförmig war, und die Höhe eingestellt.

Mit Hilfe der in 2.2. beschriebenen Koinzidenzelektronik konnten nun die Impulse im Vielkanalanalysator registriert werden, die mit einer Verzögerungszeit t in einem Zeitintervall Δt nach Registrierung des ersten γ-Quants im zweiten Zähler nachgewiesen wurden. In Abb. 7 und 8 sind die Bereiche des γ-Spektrums schraffiert eingezeichnet, die durch elektronische Diskriminierung für die Messung der Koinzidenzen verwendet wurden. Die Koinzidenzspektren wurden für eine Verzögerungszeit t zwischen dem 171 keV-Quant

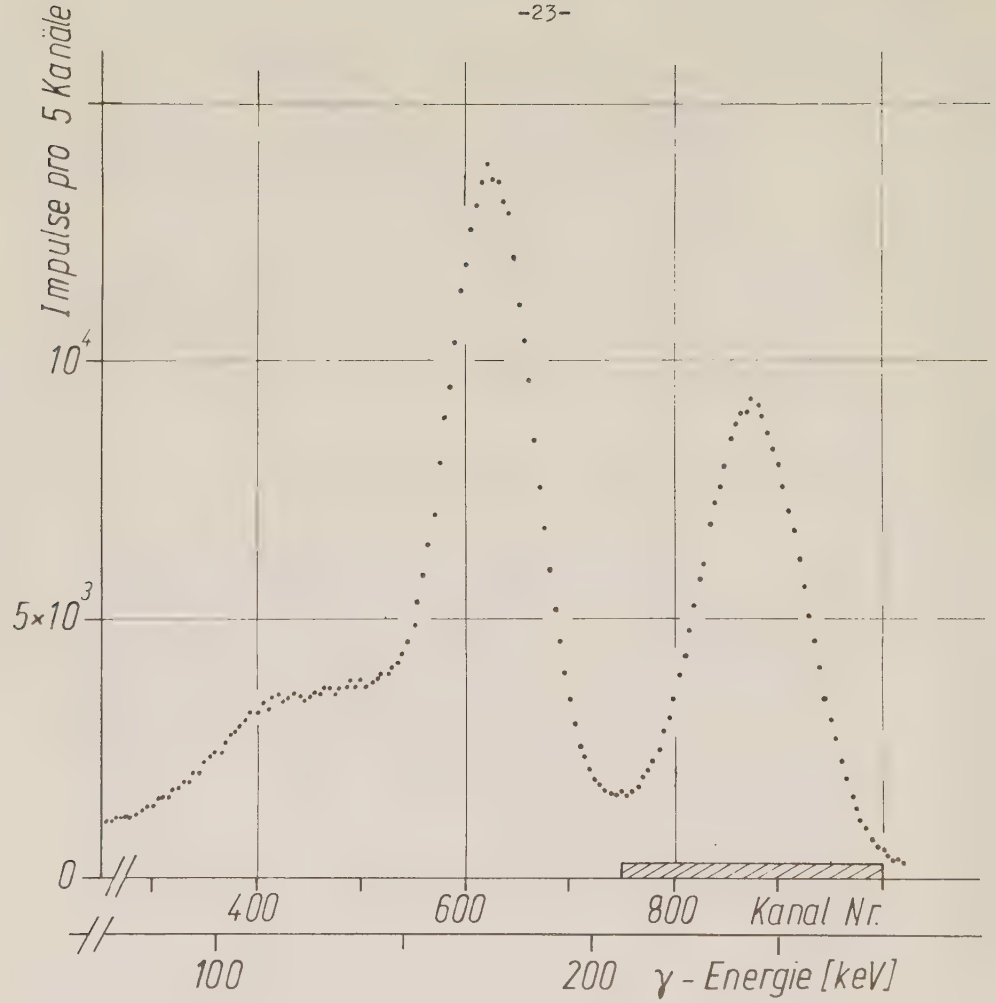

Abb. 8: γ-Spektrum des In^{111}-Präparates, aufgenommen mit dem NaJ(Tl)-Szintillationszähler, für den Energiebereich $80 \leq E \leq 300$ keV
Das Spektrum wurde zur Normierung der Koinzidenzzählrate benutzt. Der schraffiert eingezeichnete Bereich gibt das Energie-Intervall an, das bei den Koinzidenzmessungen elektronisch ausgeblendet wurde.

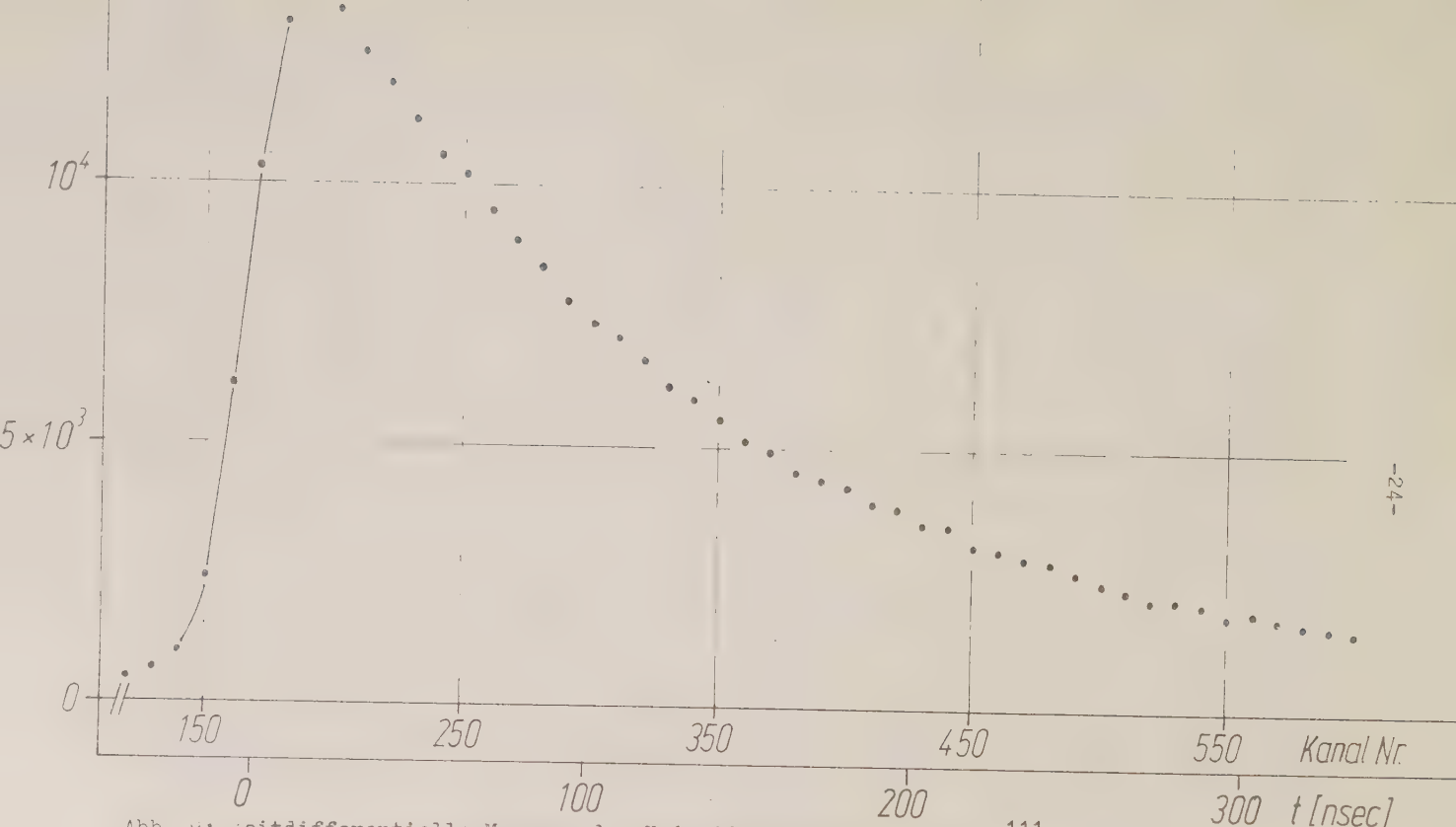

Abb. 9: Zeitdifferentielle Messung der Koinzidenzzählrat N beim Cd^{111}. Der Winkel zwischen den γ-Detektoren betrug 180°; die Meßdauer betrug 10 Stunden.

und dem 245 keV-Quant von 0 bis 600 nsec aufgenommen. Diese Zeit entspricht 7 Halbwertszeiten des 245 keV-Niveaus des In^{111}. In Abb. 9 ist solch ein zeitdifferentielles Koinzidenzspektrum des In^{111}-Präparates wiedergegeben. Die Koinzidenzzählrate im Bereich von t = 560 nsec bis t + Δt = = 600 nsec Verzögerungszeit wurde zur Ermittlung der zufälligen Koinzidenzen benutzt. In diesem Bereich war die echte Koinzidenzzählrate auf 0,8% der maximalen echten Koinzidenzzählrate abgesunken und das Verhältnis echte zu zufällige Koinzidenzzählrate betrug dann nur noch 0,28. So konnte die Anzahl der zufälligen Koinzidenzen sehr genau festgestellt werden. Das Verhältnis der maximalen echten Koinzidenzzählrate zur zufälligen Koinzidenzzählrate betrug am Anfang der Messungen 20 bis 35.

Bei jeder Winkeleinstellung wurde zwei Stunden lang gemessen. Anschließend wurde die Information ausgedruckt und ein neuer Winkel eingestellt. Danach wurde für 5 min zur Normierung der Koinzidenzspektren das γ-Spektrum des beweglichen NaJ(Tl)-Szintillationszählers aufgenommen. Zu Anfang der Messungen wurden die Koinzidenzspektren bei den Winkeln ϑ = 90°, 135°, 180°, 225°, 270° aufgenommen. In Übereinstimmung mit anderen Autoren zeigte sich, daß der A_4-Wert der Winkelkorrelationsfunktion A_4 = 0,000 $\pm$ 0,003 ist. Damit war die Messung der Koinzidenzen bei ϑ = 135° und ϑ = 225° überflüssig. Später wurde dann nur noch bei ϑ = 90°, 180°, 270° gemessen.

Zur Ermittlung der Zeitauflösung der Koinzidenzapparatur wurden Koinzidenzspektren eines Na^{22}-Präparates aufgenommen. Hierbei wurde die Koinzidenzzählrate in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit t zwischen den in den Zählern durch Comptoneffekt nachgewiesenen 511 keV-Vernichtungsquanten des Na^{22} gemessen. In Abb. 10 ist solch ein Spektrum zu sehen. Der Winkel zwischen den beiden Zählern betrug ϑ = 180°. Die Koinzidenzelektronik wurde so eingestellt wie bei den eigentlichen Messungen; insbesondere wurden die

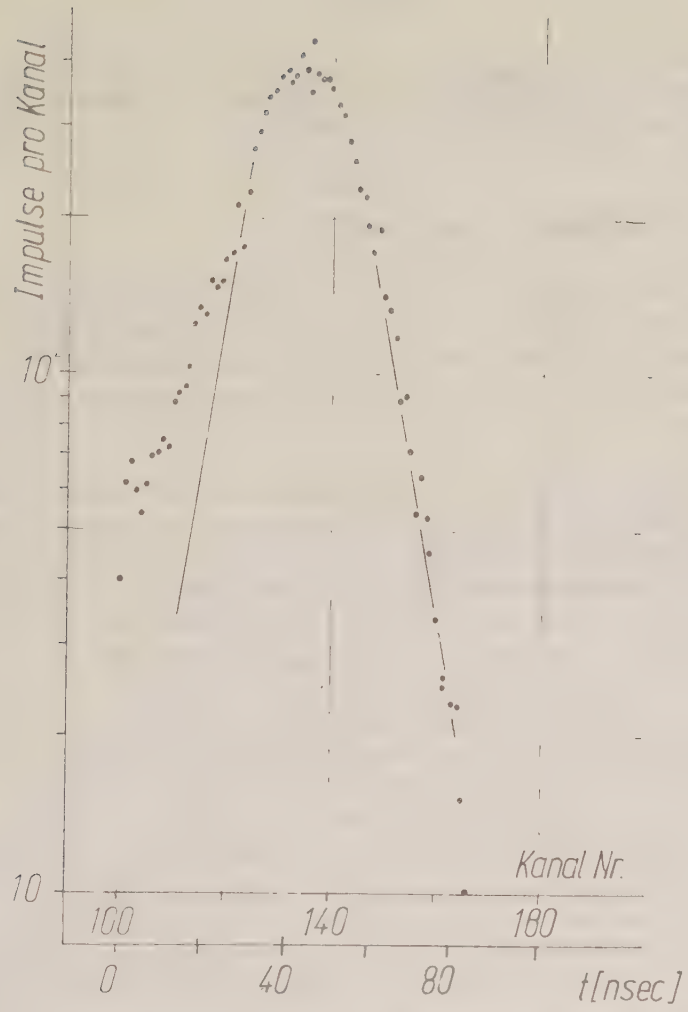

Abb. 10: Zeitdifferenzielle Messung der Koinzidenzzählrate der in den Zählern durch Comptoneffekt nachgewiesenen Vernichtungsstrahlung eines Na^{22}-Präparates. Die elektronisch ausgeblendeten Energieintervalle waren mit den bei den Messungen am In^{111}-Präparat eingestellten (Abb. 7 und 8). Der Kurve ist die Zeitauflösung der Koinzidenzapparatur zu entnehmen. Sie betrug $2\tau = (16{,}4 \pm 0{,}8)$ nsec. Der Winkel zwischen den Zählern betrug 180°.

Einkanaldiskriminatoren auf den gleichen Energiebereich wie bei den Messungen mit Cd^{111} eingestellt. Danach betrug die Zeitauflösung der Apparatur $2\tau = (16{,}4 \pm 0{,}8)$ nsec.

4.3. Winkelkorrelationsfunktionen

Zur Bestimmung der Winkelkorrelationsfunktionen wurden die Koinzidenzspektren benutzt. In der zeitdifferentiellen Methode wird diese Funktion in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit zwischen den ausgesandten γ-Quanten bestimmt.

Die Meßdaten wurden mit einer Rechenmaschine Univac 1108° ausgewertet. Sie wurden in Gruppen von je drei verschiedenen Winkeln zusammengefaßt und eine Funktion $W(\vartheta,t)$ der in 2.1. beschriebenen Form an sie angepaßt. In einer ersten Auswertung wurde für jedes Zeitintervall der Koinzidenzspektren ein Wertepaar $A_2G_2(t)$, $A_4G_4(t)$ bestimmt.

Bei der endgültigen Auswertung wurde mit $A_4 = 0$ gerechnet. Deshalb wurde auch vereinfacht nur die Anisotropie A

$$A = (W(90^\circ,t) - W(180^\circ,t)) \,/\, W(90^\circ,t)$$

bestimmt. Die Anisotropie A und der Winkelkorrelationskoeffizient $A_2G_2(t)$ hängen wie folgt miteinander zusammen:

$$A_2G_2(t) = A \,/\, (0{,}5\ A - 1{,}5) \quad \text{wenn } A_4 = 0.$$

Die so bestimmten Werte der Anisotropie wurden mit bekannten Daten und Tabellen bezüglich der Ausdehnung der Zähler [17,18,19] und der Ausdehnung des Präparates[20] korrigiert.

Die durch mehrfache Messung mit einem Präparat gewonnenen Meßergebnisse wurden gewichtet gemittelt. Zur besseren Übersicht wurden jeweils 40 Kanäle der Koinzidenzspektren

---

° Gesellschaft für wissenschaftliche Datenverarbeitung mbH, Göttingen

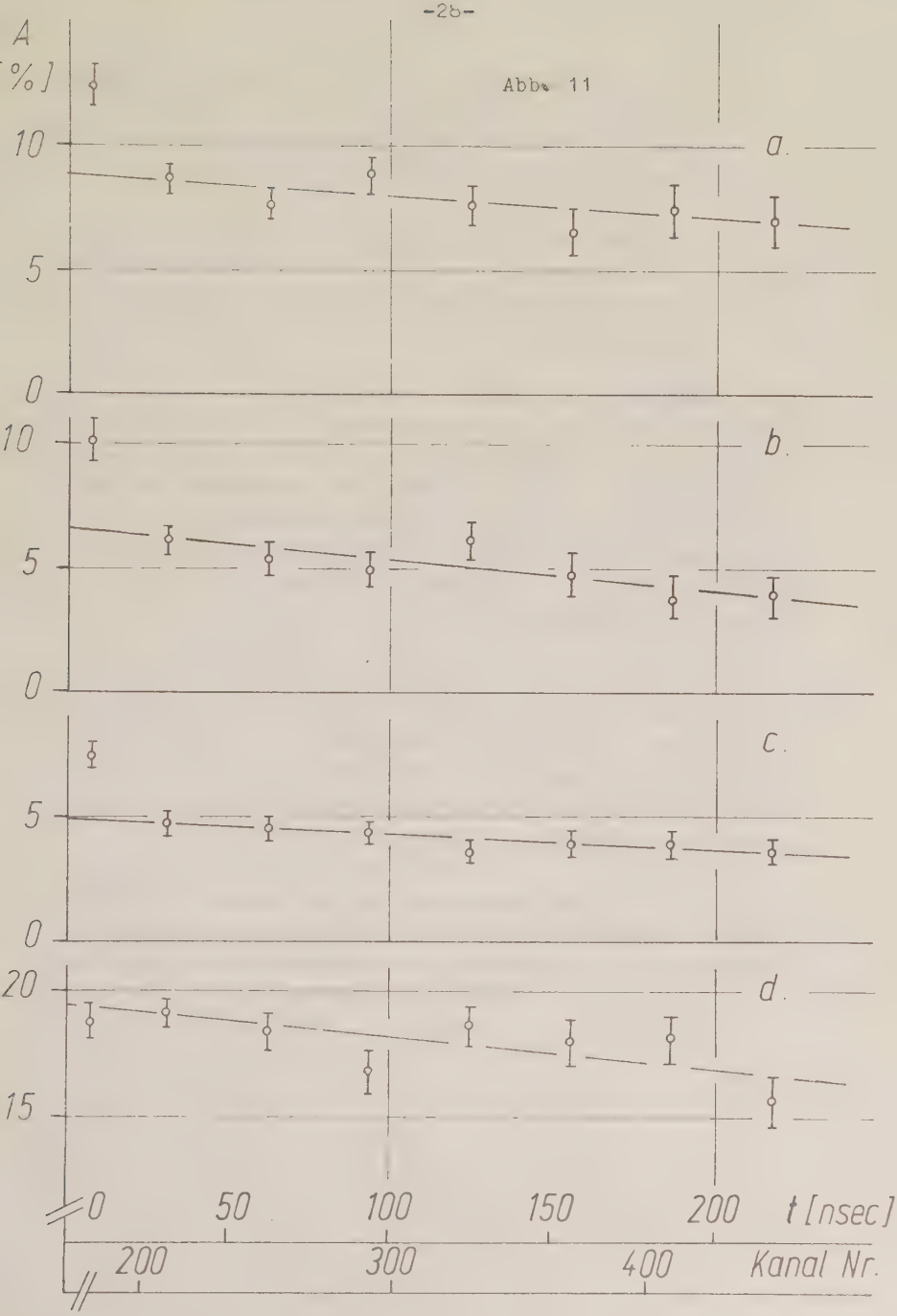
A
[%]
10
5
0
a.
10
5
0
b.
5
0
c.
20
15
d.
0
50
100
150
200
t [nsec]
200
300
400
Kanal Nr.

Abb. 11

Abb. 11: (Seite 28) Zeitdifferentielle Messung der Anisotropie $A = (W(90^{o},t) - W(180^{o},t)) / W(90^{o},t)$ beim Zerfall des In^{111}. Für jede Kurve wurde über mehrere Präparate gemittelt. Die Temperatur betrug 320 ^{o}C.
a) Gasförmiges Präparat, mittlerer Druck 1 Torr
b) Gasförmiges Präparat, mittlerer Druck 10^{3} Torr
c) Gasförmiges Präparat, mittlerer Druck 10^{4} Torr
d) Flüssiges Präparat

zusammengefaßt. Da jedoch die statistische Genauigkeit immer noch gering war, wurden außerdem die Ergebnisse der Präparate, die den gleichen Druck besaßen, zusammengefaßt. Alle Messungen stimmten innerhalb der Fehlergrenzen miteinander überein. Insgesamt wurden 14 Präparate hergestellt und ausgemessen. Diese Präparate besaßen einen Druck zwischen 0,2 und 6,3 x 10^{3} Torr. Diese Druckangaben sind auf Normalbedingungen umgerechnet.

Bei zwei Präparaten wurde die Winkelkorrelationsfunktion des flüssigen InJ_{3} bei einer Temperatur von 320 ^{o}C gemessen und mit zeitintegralen Messungen von R.M. Steffen[12] verglichen. Es ergab sich eine gute Übereinstimmung. Dies kann als Bestätigung dafür gewertet werden, daß das hier benutzte Meßverfahren richtig ist.

In Abb. 11 ist die Anisotropie in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit für verschiedene Drucke der Präparate aufgetragen. Es handelt sich um zusammengefaßte Meßpunkte.

5. Diskussion

5.1. Die Abhängigkeit der Anisotropie von der Verzögerungszeit

In einem freien Atom wird der Spin J der Atomhülle mit dem Spin I des Kernes durch die Hyperfeinwechselwirkung gekoppelt. Der Hamiltonoperator solch einer Kopplung ist bei magnetischer Wechselwirkung[3]

$$K = (\mu \bar{H}(0)_J / I J) \bar{I} \bar{J} ,$$

wobei μ das magnetische Moment des Kernes und $\bar{H}(0)_J$ das magnetische Feld ist, das durch den Einfluß der Elektronen am Kern wirkt. Bei elektrischer Hyperfeinwechselwirkung ist dieser Hamiltonoperator

$$K = (eQ\bar{V}_{zz}(0)_J / 6IJ(2J-I)(2I-1))(3(\bar{I}\bar{J})^2+3/2\bar{I}\bar{J}-\bar{I}^2\bar{J}^2),$$

wobei Q das elektrische Quadrupolmoment des Kernes und $\bar{V}_{zz}(0)_J$ der elektrische Feldgradient ist, der durch die Elektronen am Kern erzeugt wird. Als Konsequenz solch einer Hyperfeinwechselwirkung ist eine Umbesetzung der magnetischen Unterniveaus des Kernes im Zwischenzustand und somit eine Störung der Winkelkorrelation festzustellen.

Man kann dann die gestörte Winkelkorrelationsfunktion in folgender Form schreiben:

$$W(\vartheta,t) = 1 + G_2(t)A_2P_2(\cos\vartheta) + G_4(t)A_4P_4(\cos\vartheta),$$

wobei $G_2(t)$ und $G_4(t)$ die durch die Hyperfeinwechselwirkung bewirkte Störung der Winkelkorrelationskoeffizienten beschreiben. t ist dabei die Zeitdifferenz zwischen der Aussendung des ersten und des zweiten γ-Quants. K. Alder[21] hat diese Schwächungsfaktoren für den Fall einer statischen Wechselwirkung und statistisch orientierten Spins J an einem freien Atom zu

$$G_k(t) = 1/2J+1 \sum_{F,F'} (2F+1)(2F'+1) \begin{Bmatrix} F & F' & k \\ I & I & J \end{Bmatrix}^2 \exp(-i(E_F-E_{F'})t/\hbar)$$

bestimmt.

Dabei ist $\bar{F} = \bar{I} + \bar{J}$. $\begin{Bmatrix} F & F' & k \\ I & I & J \end{Bmatrix}$ bezeichnen die 6-j-Symbole und E_F die Energien der Unterniveaus des Zwischenzustandes. R. Stiening und M. Deutsch[22] haben für den Fall J = 7/2 und

I = 2 die Funktion $G_2(t)$ bei magnetischer Wechselwirkung explizit ausgerechnet. Nach einem Abfall der Funktion von $G_2(t) = 1{,}0$ innerhalb kurzer Zeit oszilliert sie um einen Wert $G_2(t) = 0{,}2$.

Bei einem EC-Zerfall und anschließender Ionisation des Atoms sind nun weder der Spin der Hülle noch die elektrischen und magnetischen Felder, die auf den Kern wirken, eindeutig gegeben. M. Schumacher et al.[2] bestimmten die Ladungsverteilung der Cadmium-Ionen nach EC-Zerfall, indem sie an anderen Kernen ausgeführte Ladungsverteilungsmessungen interpolierten. In Abb. 12 ist diese Ladungsverteilung aufgezeichnet. Aus dieser kann entnommen werden, daß sehr viele Spins J und Hyperfeinwechselwirkungs-Energien die Funktion $G_2(t)$ in solch einem Fall bestimmen werden. Die resultierende Funktion $G_2(t)$ wäre dann die Summe von Funktionen der oben beschriebenen Form. Da die Summanden alle verschiedene Oszillationsfrequenzen besitzen, kann man erwarten, daß ihre Summe anstelle eines oszillatorischen Verlaufs einen konstanten Wert besitzt. Im Grenzfall sehr starker Hyperfeinwechselwirkungen und über viele mögliche verschiedene elektronische Niveaus gemittelt ergibt sich ein minimaler Wert für die zeitintegralen Schwächungskoeffizienten G_k[23], der hard core genannt wird:

$$G_k = 1/2J+1 \sum_F (2F+1)^2 \begin{Bmatrix} F & F & k \\ I & I & J \end{Bmatrix}^2 .$$

Für den hier untersuchten Zerfall ist der hard core Wert $G_{hc,min} = 0{,}20$.

In Abb. 11 ist die Anisotropie in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit t für verschiedene Drucke der Präparate aufgetragen. Nach einem starken Abfall innerhalb der ersten 20 nsec fällt die Anisotropie nur noch langsam ab. Der starke Abfall ist zu erwarten, weil für $t = 0$ $G_2 = 1$ ist und für große Zeiten kleine Werte für G_2 gemessen wurden. Den Meßpunkten wurde eine Gerade angepaßt, ohne Berücksichtigung des ersten Meßpunktes, der vom starken Abfall bei kleinen Verzögerungszeiten beeinflußt ist. In

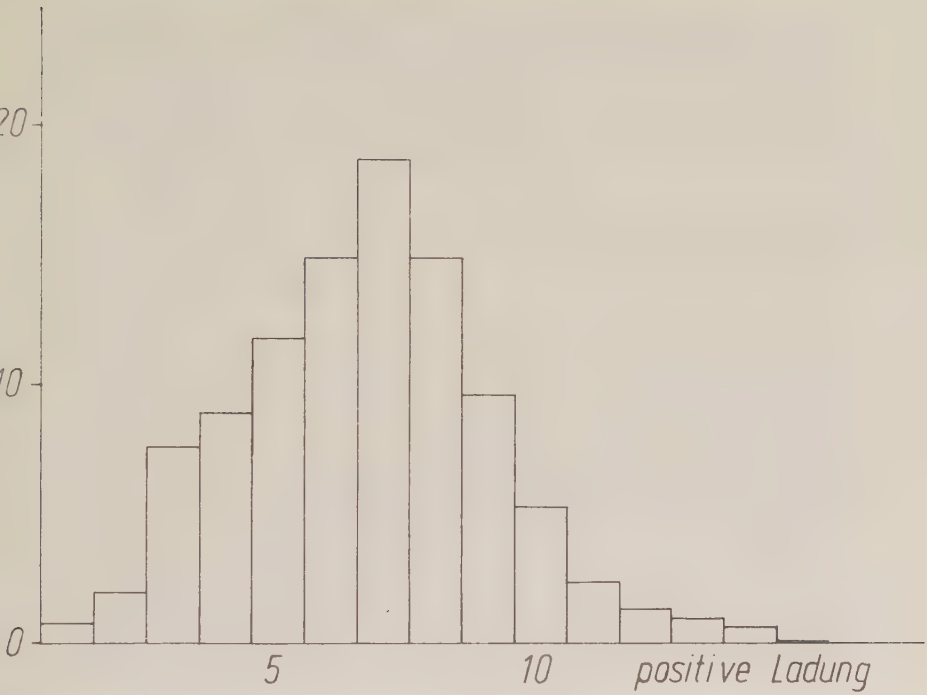

Abb. 12: Ladungsverteilung der Cadmiumionen nach M. Schumacher et al.[2] nach EC-Zerfall

Tabelle II sind die Steigungen dieser Geraden angegeben.

Tabelle II

Nr. der Kurve	a	b	c	d
Druck (Torr)	1	10^3	10^4	flüssig
Steigung (10^4 sec^{-1})	7,4±4,8	9,9±3,7	5,9±3,4	11,2±5,5

Die schwach abfallende Anisotropie bei größeren Verzögerungszeiten läßt auf eine zusätzliche Störung durch die Umorientierung der Hülle schließen. Die Tatsache, daß das

417 keV-Niveau (Abb. 1) eine Halbwertszeit von 0,120 nsec hat, läßt allerdings erwarten, daß die meisten Auger- und Röntgenübergänge in der Hülle bereits vor Aussendung des ersten γ-Quants abgeschlossen sind und somit keine zusätzliche Störung bewirken können. Optische Übergänge können jedoch Halbwertszeiten von 10^{-8} sec haben und deswegen solch eine Schwächung bewirken. Darüber hinaus können bei hohen Drucken (Abb. 11, Kurven b und c) Zusammenstöße zwischen den radioaktiven Atomen und dem Fremdgas Umorientierungen der Hülle bewirken. Da sich die Steigungen in den drei Fällen nicht unterscheiden, hat diese zusätzliche Umorientierung für die Zeiten $t \geq 20$ nsec keinen erkennbaren Einfluß auf die Zeitabhängigkeit der Anisotropie.

M. Schumacher et al.[2] konnten beim InJ und InJ_3 zeigen, daß die Moleküle innerhalb sehr kurzer Zeit nach dem EC auseinanderbrechen und somit das beim EC entstehende Cadmiumatom als Ion vorliegt. Die Messungen ergaben ferner, daß die Ladungsverteilung der Cadmiumionen durch die Molekülpartner verändert wird. Dies müßte bei einer Berechnung der Schwächungskoeffizienten berücksichtigt werden.

Bei flüssigen Präparaten erwartete man eine Störung der Winkelkorrelation[24], die sich wie $G_k = \exp(-\lambda_k t)$ verhält. Sie wird verursacht durch eine zeitabhängige Störung mit der Korrelationszeit τ_c. Für λ_k gilt im Falle magnetischer Wechselwirkung nach A. Abragam und P.V. Pound[24]

$$\lambda_k = 1/3\tau_c k(k+1)(\mu H(0)/\hbar I)^2$$

und für den Fall elektrischer Wechselwirkung

$$\lambda_k = \tau_c 3/5 e^2 Q^2 V_{zz}^2 k(k+1)(4I(I+1)-k(k+1)-1)/(\hbar 4I(2I-1))^2.$$

Da V_{zz}, τ_c, $H(0)$ unbekannt sind, kann man den Wert von λ_k bei elektrischer oder magnetischer Wechselwirkung nicht berechnen. Paßt man an die beim flüssigen InJ_3 gemessene Kurve eine Exponentialfunktion der Form

$$W(\vartheta,t) = 1 + \bar{A}_2 P_2(\cos\vartheta) \exp(-\lambda_2 t)$$

an, so erhält man für $\lambda_2 = (10 \pm 3) \times 10^5$ sec^{-1}.

R.M. Steffen[12] hat mit einer zeitintegralen Methode die Winkelkorrelation beim gleichen Zerfall für flüssiges InJ_3 gemessen und einen Wert $A_2 = -0{,}15 \pm 0{,}01$ bestimmt. Dieser Wert ist in Einklang mit dem hier bestimmten maximalen Wert von $A_2 = -0{,}140 \pm 0{,}004$.

5.2. Die Abhängigkeit der Anisotropie von dem Gasdruck im Präparat

Die Abhängigkeit der Anisotropie vom Druck ist von der Tatsache gekennzeichnet, daß die Atome im Gas bei niedrigen Drucken zerfallen können, ohne in der Zwischenzeit Zusammenstöße mit anderen Molekülen oder Atomen erfahren zu haben, während bei hohen Drucken solche Zusammenstöße die Anisotropie beeinflussen. Solche Druckabhängigkeiten wurden bisher von I. Borchert et al.[10] am As^{75} und F.N. Gygax et al.[7,8] am J^{125} und J^{127} nach der zeitintegralen Meßmethode untersucht. In beiden Arbeiten wurden die Druckabhängigkeiten der Koeffizienten G_2 bei niedrigen Drucken durch eine Funktion der Form

$$G_2 = G_2^1 \, p_\gamma / (p_\gamma + p_c) + (G_2^2 \, p_c / (p_\gamma + p_c)$$

dargestellt. Beim As^{75} ist die Lebensdauer des Anfangsniveaus der γ-γ-Kaskade größer als die des mittleren, beim J^{125} und J^{127} ist umgekehrt die Lebensdauer des mittleren Niveaus größer. Dann bedeutet $p_\gamma = 1 / \tau$ die Wahrscheinlichkeit zur Emission des ersten bzw. zweiten γ-Quants pro Zeiteinheit und $p_c = n \, v \, \sigma$ die Wahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit für Zusammenstoß, wobei n die Anzahl der Moleküle pro cm^3, v die Geschwindigkeit der zerfallenden Atome, σ der Wirkungsquerschnitt für Zusammenstoß und τ die Lebensdauer des langlebigeren der beiden betrachteten angeregten Niveaus ist. In den oben zitierten Arbeiten ließ sich solch eine Funktion mit guter Genauigkeit an die Meßpunkte anpassen. Dabei wurde $1 = \tau \, v \, \sigma$ als freier Parameter benutzt. Die aus dieser Anpassung bestimmten Wirkungsquerschnitte $\sigma = 1 / \tau \, v$ stimmen bei I. Borchert et al.[10] mit den geometrischen überein, bei F.N. Gygax et al.[7,8]

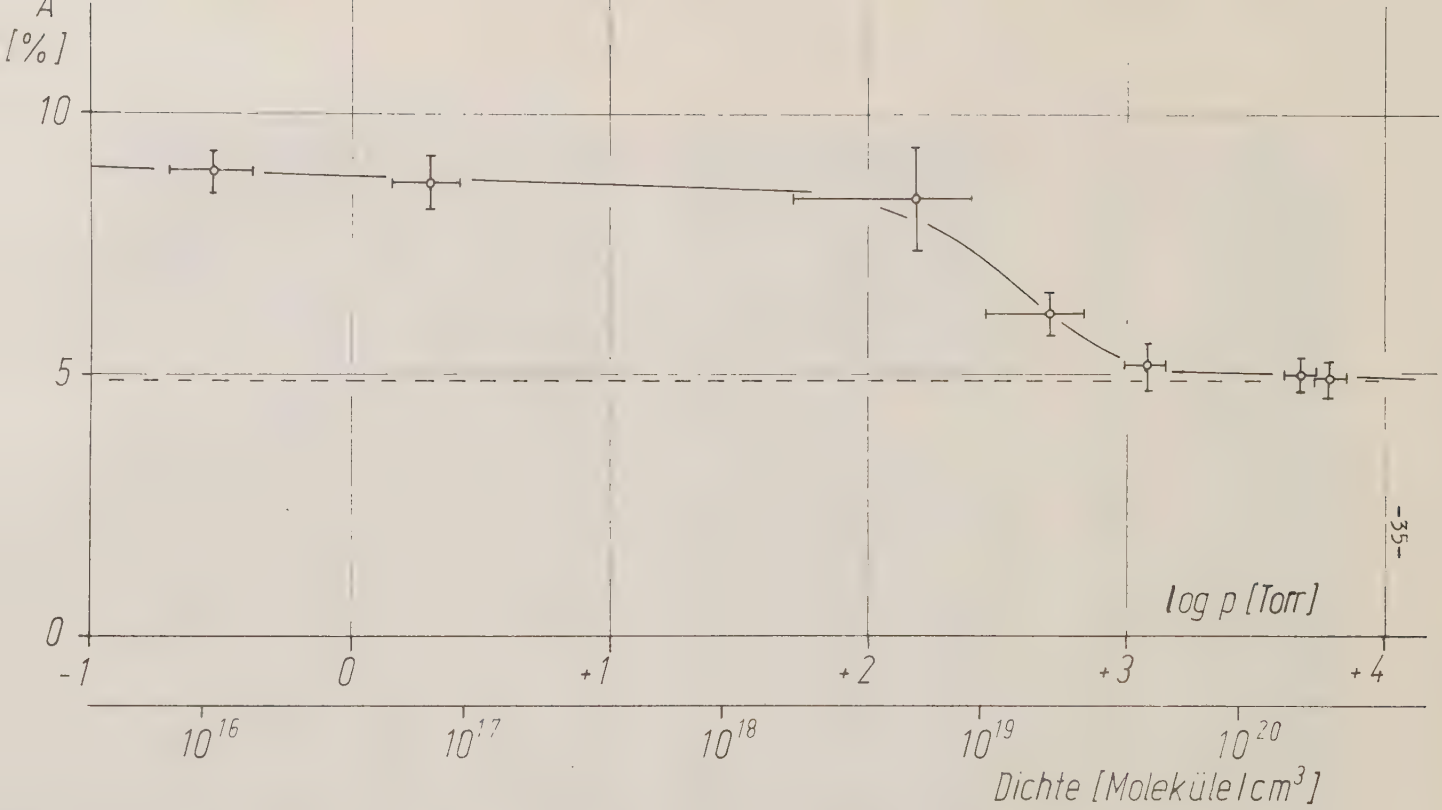

Abb. 13: Die Anisotropie A bei gasförmigem InJ_3 in Abhängigkeit vom Druck. A wurde durch Extrapolation der angepaßten Geraden der Abb. 11 für t = 8 nsec erhalten. Die gestrichelt eingezeichnete Gerade gibt den hard core Wert an. Die durchgezogene Kurve ist die an die Meßpunkte angepaßte Funktion $G_2(n) = (G_2^1 + G_2^2\ l\ n)$ mit l als freien Parameter.

waren sie 20mal größer als die entsprechenden geometrischen Wirkungsquerschnitte.

In Abb. 13 sind die hier gemessenen Anfangswerte der Anisotropie in Abhängigkeit vom Gasdruck aufgetragen. Als Anfangswert der Anisotropie wurde der auf eine Zeitdifferenz von t = 8 nsec, also der halben zeitlichen Auflösung der Apparatur, extrapolierte Wert der zeitdifferentiellen Meßwerte eingesetzt. An die Punkte wurde eine Kurve der oben beschriebenen Form angepaßt. Dabei ergab sich für den Parameter l ein Wert $l_{exp} = (9{,}0 \pm 4{,}5) \times 10^{-20}$ cm^3.

M. Schumacher et al.[2] haben die Coulombfragmentierung des InJ_3 mit Hilfe von γ-Linienprofilen beim Zerfall des In^{114m} gemessen. Aus diesen Messungen kann man abschätzen, daß die Geschwindigkeit radioaktiver Cadmiumionen nach EC-Zerfall, unter Berücksichtigung der Neutrino-Rückstoßenergie, der thermischen Energie und der Coulombenergie, $\bar{v} = (3{,}5 \pm 0{,}7) \times 10^5$ cm/sec beträgt. Für den Wirkungsquerschnitt σ soll in der folgenden Betrachtung als erste Näherung der geometrische Wirkungsquerschnitt für den Zusammenstoß von Kryptonatomen mit geladenen Cadmiumionen angenommen werden. Dieser ist gegeben durch $\sigma = \pi (r_1 + r_2)^2$, wobei r_1 und r_2 die entsprechenden Atom- bzw. Ionenradien sind. Mit den aus anderen Messungen bekannten Werten für r_1 und r_2 [25,26] folgt dann $\sigma = 2{,}0 \times 10^{-15}$ cm^2. Die Lebensdauer τ des mittleren Niveaus beträgt $\tau = 122$ nsec [11]. Mit diesen Zahlenwerten ergibt sich $l = \tau \, v \, \sigma = 1{,}2 \times 10^{-16}$ cm^3.

Der geometrische Wirkungsquerschnitt berücksichtigt nicht die Tatsache, daß wegen der Polarisierbarkeit der Atome zwischen einem Ion und einem Atom eine Anziehungskraft größerer Reichweite besteht. F.N. Gygax[5] und M. Schumacher et al.[27] schlugen deshalb vor, den Wirkungsquerschnitt mit Hilfe eines Anziehungspotentiales $V(r) = -\alpha Z^2 e^2 / 2r^4$ zu bestimmen. α ist dabei die Polarisierbarkeit der Atome und Ze die Ladung der Ionen. Für den Stoßparameter b folgt

dann: Für $b > b_o$ wird das Ion nur wenig abgelenkt, für $b < b_o$ fliegt es auf einer Spiralbahn nahe an den Atomkern, bis es wieder abgestoßen wird. Dann ist πb_o^2 der Wirkungsquerschnitt für den Zusammenstoß. Mit $\alpha \approx 10^{-23}$ cm^3 und $Z = +6,7$ kann man $\sigma = \pi b_o^2 = 4 \times 10^{-14}$ cm^2 und $l = 1,7 \times 10^{-15}$ cm^3 berechnen. Beide berechneten Werte l sind sehr viel größer als l_{exp}.

Überlegungen, die zur Erklärung der früheren Messungen angestellt wurden, lassen sich nicht ohne Einschränkung auf die hier beschriebenen Messungen übertragen. Die in den oben genannten Arbeiten zugrunde liegenden Überlegungen basieren auf der Annahme, daß nach einem oder sehr wenigen Stößen die Ladungsverteilung sich soweit geändert hat, daß keine weitere Änderung des Ladungszustandes mehr auftritt. Diese Annahme mag bei Stößen zwischen Partnern etwa gleicher Kernladungszahl richtig sein. Hier stoßen jedoch Cadmiumionen mit Kryptonatomen zusammen. Da die Bindungsenergien für äußere Elektronen im Krypton größer sind als im Cadmium, scheint es hier deshalb denkbar, daß sehr viel mehr Stöße notwendig sind.

Ein zweiter Unterschied zwischen dieser und den früheren Messungen besteht in den Lebensdauern der Kernniveaus. Beim Cd^{111} ist die Lebensdauer des 245 keV-Niveaus etwa 10mal größer als die Lebensdauer optischer Übergänge in der Hülle, während in den anderen Fällen die Lebensdauern der Kernniveaus kleiner als die Lebensdauer optischer Übergänge sind.

Legt man durch die Meßpunkte der Kurven a bis c (Abb. 11) eine Kurve unter Einschluß des ersten, einen steilen Abfall andeutenden Punktes, dann findet man, daß nach etwa 8 nsec schon der geradlinige Teil der Kurve erreicht ist. Der rasche Abfall ist also in allen drei Fällen nach dieser Zeit abgeschlossen. Es hat also den Anschein, daß die in Abb. 13 aufgetragene Änderung der Anisotropie auf zu-

sammenstöße zurückzuführen ist, die innerhalb der ersten 8 nsec stattgefunden haben.

Auch im Grenzfall hoher Drucke zeigte sich ein Unterschied. F.N. Gygax et al.[7,8] haben beim Zerfall des J^{127} bei Drukken oberhalb 100 Torr einen starken Anstieg der Anisotropie gemessen. Dieser Anstieg wurde in dieser Arbeit auch bei Drucken von $6{,}3 \times 10^{3}$ Torr nicht gemessen. Genauere Untersuchungen solcher Störungen der Winkelkorrelation bei gasförmigen Präparaten werden mehr Aufschluß über diese after effects geben.

6. Zusammenfassung

Durch Beschuß von Folien aus natürlichem Cadmium mit Deuteronen der Energie E = 25 MeV wurde In^{111} hergestellt. In^{111} zerfällt über EC in das 417 keV-Niveau des Cd^{111}. Dieses zerfällt wiederum unter Aussendung von zwei γ-Quanten der Energien E_1 = 171 keV und E_2 = 245 keV in den Grundzustand des Cd^{111}.

Mit Hilfe einer chemischen Abtrennung wurden reine InJ_3-Präparate hergestellt. Diese wurden im gasförmigen und flüssigen Zustand untersucht. Der Druck der gasförmigen Präparate wurde bei kleinen Drucken durch Änderung der Masse des Präparates und bei großen Drucken durch Hinzufügen von Kryptonfremdgas zwischen 0,2 und 6,3 x 10^3 Torr variiert.

Die Winkelkorrelationsfunktion der 171 keV - 245 keV - Kaskade wurde für die verschiedenen Präparate zeitdifferentiell gemessen. Der Schwächungskoeffizient G_2 war abhängig vom Druck der gasförmigen Präparate; er betrug zwischen G_2 = 0,36 $\pm$ 0,02 und G_2 = 0,20 $\pm$ 0,01. Für das flüssige InJ_3 wurde ein Wert von G_2 = 0,79 $\pm$ 0,03 gemessen.

Es wurde versucht, das Verhalten der Störung in Abhängigkeit vom Druck und der Verzögerungszeit durch ein Modell zu beschreiben, das Stöße zwischen den Gasmolekülen berücksichtigt.

7. Literaturverzeichnis

1. H.J. Leisi: Phys. Rev. A1, 1662 (1970)
2. M. Schumacher, I. Borchert, H. Langhoff: Z. Physik 246, 396 (1971)
3. H. Frauenfelder, R.M. Steffen in: Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, Hrsg. K. Siegbahn, Band II, S. 997, Amsterdam: North-Holland 1965
4. E. Flamm, F. Asaro: Phys. Rev. 129, 290 (1963)
5. I. Ben Zvi, P. Gilad, M. Goldberg, G. Goldring, A. Schwarzschild, A. Sprinzak, Z. Vager: Nucl. Phys. A121, 592 (1968)
6. I. Ben Zvi, P. Gilad, M. Goldberg, G. Goldring, K.-H. Speidel, A. Sprinzak: Nucl. Phys. A151, 401 (1970)
7. F.N. Gygax, J. Egger, H.J. Leisi in: Hyperfine Structure and Nuclear Radiation, Hrsg. E. Matthias und D.A. Shirley, S. 948, Amsterdam: North-Holland 1968
8. F.N. Gygax: Dissertation, ETH Zürich, 1971, nicht veröffentlicht
9. H.J. Leisi: Phys. Rev. A1, 1654 (1970)
10. I. Borchert, M. Schumacher, F. Smend, H. Langhoff: Z. Physik 256, 441 (1972)
11. S. Raman, H.J. Kim: Nuclear Data B6.1, 39 (1971)
12. R.M. Steffen: Phys. Rev. 103, 116 (1956)
13. E. Bodenstedt, W.H. Ellis, U. Ortabasi: Phys. Rev. B6, 2909 (1973)
14. E.C.O. Bonacalza, G.B. Holm: Phys. Letters 4, 343 (1963)
15. C.M. Lederer, J.M. Hollander, I. Perlman: Tables of Isotopes, 6. Aufl., New York-London-Sidney: John Wiley 1968
16. D.E. Bradão, E.R. Fraga, A. Maciel, F.C. Zawislak: Nucl. Phys. 63, 610 (1965)
17. M.J.L. Yates in: Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, Hrsg. K. Siegbahn, Band II S. 1691, Amsterdam: North-Holland 1965
18. D.C. Camp, A.L. van Lehn: Nucl. Instr. Methods 76, 197 (1969)

19. J. Barette, C. Lamoureux, S. Morano: Nucl. Instr. Methods 93, 1 (1971)
20. D.H. White: Nucl. Instr. Methods 21, 209 (1963)
21. K. Alder: Helv. Phys. Acta 25, 236 (1952)
22. R. Stiening, M. Deutsch: Phys. Rev. 121, 1484 (1961)
23. R. Ballesteros, M. Salomon: Nucl. Instr. Methods 44, 171 (1966)
24. A. Abragam, P.V. Pound: Phys. Rev. 92, 943 (1953)
25. Handbook of Chemistry and Physics Hrsg. R.L. Weast, 52. Aufl., Clevland: The Chemical Rubber 1971
26. Landolt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen, Band 1, Teil 4: Kristalle, Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1955
27. M. Schumacher, I. Borchert, F. Smend: Z. Physik 263, 49 (1973)

Herrn Professor Dr. A. Flammersfeld und
Herrn Dr. M. Schumacher danke ich für die
Anregung zu dieser Arbeit, für ständige
Unterstützung und für wertvolle Ratschläge.

Herrn Dr. L. Ziegeler danke ich für die
Durchführung der radiochemischen Arbeiten.

LEBENSLAUF

Ich, Christoforos Adaktilos, wurde als jüngster der zwei Söhne des Rechtsanwaltes Theodor Adaktilos und seiner Ehefrau Annemarie, geb. Gellern, am 23. März 1946 in Minden/Westf. geboren. Im Herbst 1950 zogen meine Eltern und ich nach Thessaloniki/Griechenland, wo ich ab Herbst 1952 sechs Jahre lang die Volksschule besuchte. Ab Herbst 1958 besuchte ich die Deutsche Schule Thessaloniki, wo ich im Sommer 1964 die Reifeprüfung ablegte.

Im Wintersemester 1964/65 begann ich an der Universität Göttingen das Studium der Physik. Im Juli 1967 legte ich dort die Diplomvorprüfung für Physiker ab. Im September 1968 begann ich im II. Physikalischen Institut der Universität Göttingen unter Anleitung von Prof. Dr. A. Flammersfeld mit der Anfertigung einer Diplomarbeit, in der Winkelkorrelationen bei der Aussendung von γ-Quanten am Ba^{133} untersucht wurden. Im Juli 1970 legte ich die Diplomhauptprüfung für Physiker ab. Anschließend führte ich unter Anleitung von Prof. Dr. A. Flammersfeld die vorliegende Dissertation aus.

Von September 1968 bis September 1970 übte ich eine wissenschaftliche Hilfstätigkeit aus; dann wurde ich mit der Verwaltung einer wissenschaftlichen Assistentenstelle beauftragt. Seit November 1972 bin ich wissenschaftlicher Assistent.